BULLETIN OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES
OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
ISSN 1991-3494
Volume 1, Number 365 (2017), 34 – 41

A. A. Genbach, N. O. Jamankulova

Almaty University of Power Engineering & Telecommunications, Almaty, Kazakhstan.
E-mail: dnellya@mail.ru

THE LIMITING CONDITION OF CAPILLARY-POROUS STRUCTURE UNDER THE SINGLE STEAM BUBBLE

Abstract. On the basis of the solution of non-stationary heat conduction equations for different boundary conditions the analogy of three different heat transfer processes are presented: the microprocesses of heat transfer and dynamics of steam bubbles growing in the cells of the capillary-porous structure (the first analogy), the macroprocesses of damage of heat exchange surface with a porous fragile low thermal conductivity coating (the second analogy) and the cooling depth of the steam generating surface with the tear-off particles at thermal stresses of compression for the limiting condition surface of the metal and fragile porous coating (the third analogy). The characteristics of heat exchange checked by an integral and cinema method are given. Law of bubbles growth in the cells of structure is determined experimentally, taking into account the excess fluid and thermal storage capacity of the walls. The porous coating promotes the larger and more uniform thickness of a boundary layer and slight size of temperature fluctuations in a wall. Researches allow to prevent and expand the crisis limits of heat exchange and emergence of the limiting condition of a surface and to optimize a selection of fragile porous coating.

Key words: single (individual) steam bubble; capillary-porous structure; fluid excess; heat exchange crisis.

УДК 536.483

А. А. Генбач, Н. О. Джаманкулова

Алматинский университет энергетики и связи, Алматы, Казахстан

ПРЕДЕЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТОЙ СТРУКТУРЫ ПОД ИНДИВИДУАЛЬНЫМ ПАРОВЫМ ПУЗЫРЕМ

Аннотация. На основе решения уравнения нестационарной теплопроводности для различных граничных условий представлена аналогия трех различных процессов теплопередачи: микропроцессов теплопередачи и динамики паровых пузырей, растущих в ячейках капиллярно-пористой структуры (первая аналогия), макропроцессов разрушения поверхности теплообмена с пористым плохотеплопроводным хрупким покрытием (вторая аналогия) и глубины захолаживания парогенерирующей поверхности с величиной отрывающихся частиц от термонапряжений сжатия в случае предельного состояния поверхности металла и хрупкого пористого покрытия (третья аналогия). Даны характеристики теплообмена, проверенные интегральным и кинематографическим методом. Закон роста пузырей в ячейках структуры определен экспериментально с учетом избытка жидкости и теплоаккумулирующей способности стенки. Пористое покрытие способствует большей и более равномерной толщине погранслоя и незначительной величине пульсаций температуры в стенке. Исследования позволяют предотвращать и расширять пределы кризис теплообмена и возникновение предельного состояния поверхности и оптимизировать подбор хрупких пористых покрытий.

Ключевые слова: одиночный (индивидуальный) паровой пузырь; капиллярно-пористая структура; избыток жидкости; кризис теплообмена.

Введение. Задача об испарении пленки жидкости с поверхности твердого тела для различных условий рассматривалась ранее в работах [1, 2]. Рассмотрим нестационарный теплообмен при микрослоевом испарении пленки жидкости, находящейся под паровым пузырем, растущим в

ячейках капиллярно-пористой структуры, путем подвода теплоты из аккумулирующего объема парогенерирующей поверхности, которая принимается как бесконечная пластина толщиной $\delta_{пл}$ (рисунок 1). На рисунке 1 представлена модель соприкосновения паровых пузырей с парогенерирующей поверхностью в ячейках генерации пара пористой структуры, где 1 – пористая структура; 2 – ячейка генерации пара; 3 – ячейка питания жидкостью; 4 – парогенерирующая поверхность; 5 – фронт распространения температурной волны h в объеме теплогенерирующей поверхности, выполненной из нержавеющей стали и меди (пунктирная линия) (глубина захолаживания); 6 – пар; 7 – «сухое» пятно; 8 – фронт распространения легкой (паровой) фазы.

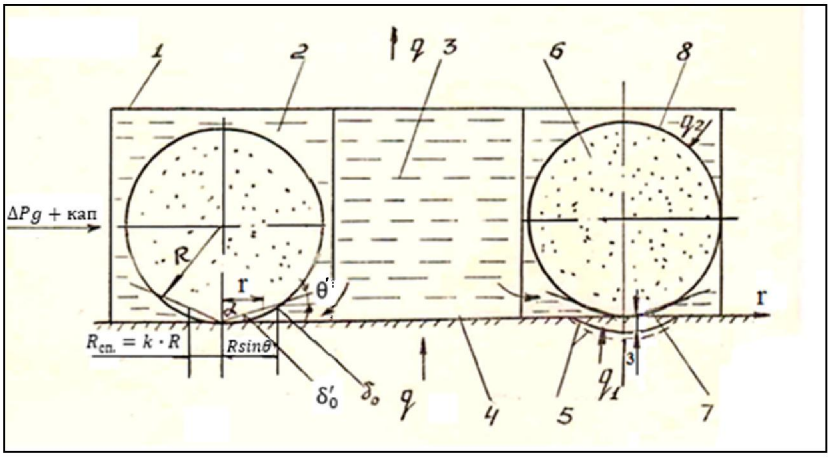

Рисунок 1 – Модель соприкосновения паровых пузырей с парогенерирующей поверхностью в ячейках генерации пара пористой структуры

Используем решение задачи об испарении пленки жидкости с поверхности твердого тела, принимаемого полуограниченным ($\delta \to \infty$), полагая, что пленка толщиной δ_0 находится в ячейке капиллярно-пористой структуры.

Температурное поле в пластине, покрытой пористой структурой, может быть описано одномерным уравнением теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}. \tag{1}$$

Радиус «сухого» пятна в основании парового пузыря, согласно рассматриваемой модели, можно определить по формуле:

$$R_{сп} = \frac{\delta_0}{tg\alpha} = \frac{\sqrt{3}}{2tg\alpha} \frac{\lambda'}{\sqrt{\rho c \lambda}} \frac{p\sqrt{\tau_0}}{\sqrt{f'(p)}}, \tag{2}$$

где α – угол между поверхностью нагрева и клиновидным микрослоем, находящимся под пузырем с радиусом $R_{сп}$; P – перегрев жидкости (тепловой параметр) и $f'(p)$ определяются по соотношениям (3) и (4).

$$P = \frac{4c\rho(T_0 - T_S)\lambda}{3r'\rho'\lambda'}, \tag{3}$$

$$f'(p) = \frac{2p+1}{2} + 0.393\frac{(2p)^2}{(2p-1)^{3/2}} + 0{,}5 - \frac{(2p)^{1,5}}{4(2p-1)} \times$$
$$\times \left[\sqrt{\frac{1}{2p}} + \sqrt{\frac{2p}{2p-1}} arctg \frac{1}{\sqrt{2p-1}} \right] = \frac{3}{4} p^2 \frac{a\tau_0}{\delta_0^2} \left(\frac{\lambda'}{\lambda}\right)^2 = \frac{3}{4} p^2 \widetilde{\tau}_0. \tag{4}$$

Принятые обозначения: r – координата парогенерирующей поверхности, покрытой пористой структурой; $R_{сп}$ – радиус «сухого пятна» вдоль координаты r; δ_0 – толщина жидкостной пленки; τ_0 – время полного испарения микрослоя толщиной δ_0; $T_0 = T(x,0)$ – температура жидкости при $\tau = 0$ (начальная температура жидкости на стенке); T_S – температура насыщения; λ, λ' - теплопроводность стенки и жидкости; c, ρ, ρ' – теплоемкость стенки, плотность стенки и жидкости; a – коэффициент температуропроводности; r' – теплота парообразования.

Вопросы влияния режимных и конструктивных факторов на процесс кипения жидкости в ячейках пористой структуры ранее исследовались в работах [3-12].

Для капиллярно-пористой системы, работающей в поле массовых сил, нами определен закон роста паровых пузырей [3] как

$$R_d = 2\sqrt{54{,}1a'Ja}\,\tau_0\left[1+\left(\frac{m_{ж}}{m_n}\right)^{0{,}1}\right]^{-1}.$$

Тогда уравнение для $R_{сп}$ преобразуется к виду:

$$R_{сп} = \frac{\sqrt{3}}{2tg\alpha}\frac{\lambda'}{\sqrt{\rho c\lambda}}\frac{p}{\sqrt{f'(p)}}\frac{R_d\left[1+(m_{ж}/m_n)\right]^{0{,}1}}{2\sqrt{54{,}1a'Ja}}, \qquad (5)$$

где отношение $\frac{R_{сп}}{R_d} = K$ представляет собой коэффициент «сухого» пятна.

В общем случае в исследованной капиллярно-пористой системе охлаждения влияние недогрева, скорости жидкости и теплофизических свойств жидкости и поверхности нагрева аппроксимируется осредненным выражением вида:

$$\overline{R} = \frac{\overline{R}_d}{\overline{R}_0} = 2{,}42\left[k_{ж}k_{CT}\right]^{-1},$$

где $\widetilde{m}$ =1 … 14; W_0 = (1,1×10^{-3}…0,1) м/с; $W_0 = \frac{m_{ж}lq}{m_n\varepsilon\delta_{\varphi}r\rho'}$; l - высота теплообменной поверхности; ε – пористость структуры; δ_{φ} – толщина пористой структуры; $k_{ж} = 1+\widetilde{m}^{0{,}1}$; $k_{CT} = 1+\left[\frac{(\rho c\lambda)'}{(\rho c\lambda)}\right]^{0{,}5}$ – коэффициенты, учитывающие избыток жидкости и теплоаккумулирующую способность стенки; $\widetilde{m} = \frac{m_{ж}}{m_n}$ – параметр, учитывающий избыток жидкости.

Избыток жидкости $\widetilde{m}$ в сечении пористой структуры создает течение с малым недогревом и незначительной скоростью W_0, что снижает осредненную величину отрывного радиуса пузыря $\overline{R}_0$ до величины $\overline{R}_d$. Это связано с уменьшением среднемассовой температуры, которое приводит к падению перегрева пленки жидкости, окружающей пузырь, и может вызвать его частичную конденсацию [7].

Динамический угол смачивания в исследованиях получен θ' = 80 град. (см. рисунок 1); угол $\alpha = 5^{\circ}\,30'$; K = 0,5.

Закон роста паровых пузырей R_d учитывает искажение формы и очертание пузырей за счет избытка жидкости $m_ж$ по отношению к расходу генерируемого пара $m_п$. Число Якоба $Ja = \frac{c'_p \Delta T}{r} \frac{\rho'}{\rho''}$; ΔT = температурный напор; ρ" – плотность пара; $\tilde{m} = \frac{m_ж}{m_n}$ - избыток жидкости.

Время τ_0 – время полного испарения микрослоя толщиной δ_0, при котором под пузырем устанавливается «сухое» пятно ($r = R_{сп}$), определяется из выражения (4).

Модель процессов. Предельное состояние поверхности нагрева. Для описания предельного состояния парогенерирующей поверхности, покрытой капиллярно-пористой структурой, при наступлении кризиса кипения воспользуемся уравнением теплопроводности (1) для граничных условий второго рода:

$$T = 0,\ \tau < 0;$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = q,\ x = +\delta_{пл};$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = q,\ x = -\delta_{пл}.$$

Пластина толщиной $2\delta_{пл}$, когда к поверхности $x = +\delta_{пл}$, начиная с момента τ = 0, подводится постоянный удельный тепловой поток. Нижняя поверхность $x = -\delta_{пл}$ и боковые края пластины теплоизолированы [4].

Результаты и их анализ по предельному состоянию. Для пластин, выполненных из меди и нержавеющей стали, имеющих кварцевое и гранитное капиллярно-пористое покрытие, на рисунках 2–4 приведены результаты расчетов функциональных зависимостей q_1, q_2, q_3, отвечающих соответственно плавлению поверхности, созданию предельных напряжений сжатия и растяжения.

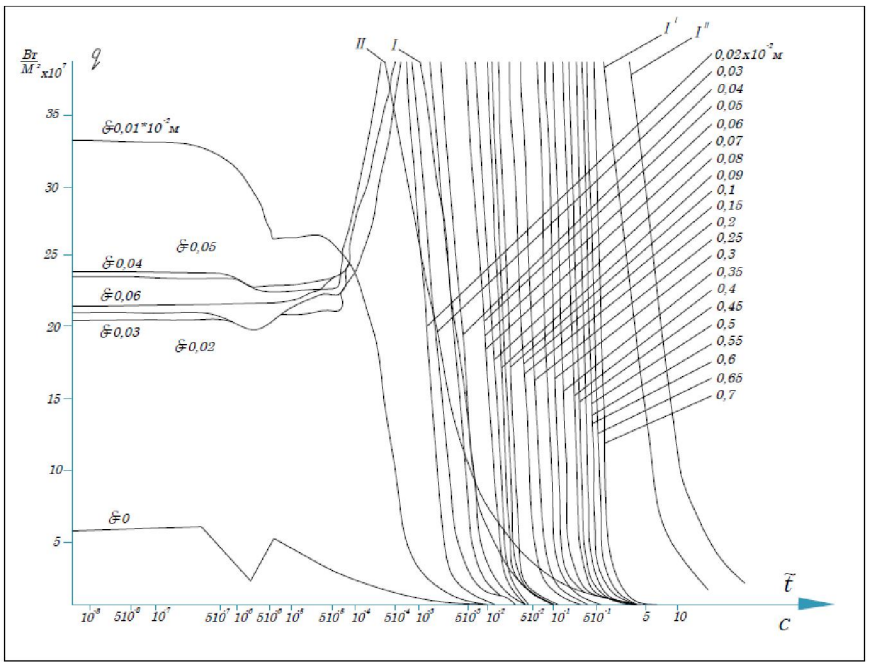

Рисунок 2 – Зависимость тепловых потоков, вызывающих напряжения сжатия кварцевого пористого покрытия, в зависимости от времени действия τ для различной толщины отрывающихся частиц $\delta_ч$:
I – напряжении растяжения, достаточные для разрушения; I', I" – медь и нержавеющая сталь; $\delta_{пл} = 0{,}1 \times 10^{-3}$ м;
II – кривая оплавления поверхности.
Кривые II', II" – для меди и стали почти совпадают с кривой I в области τ = (0,01–0,1) с

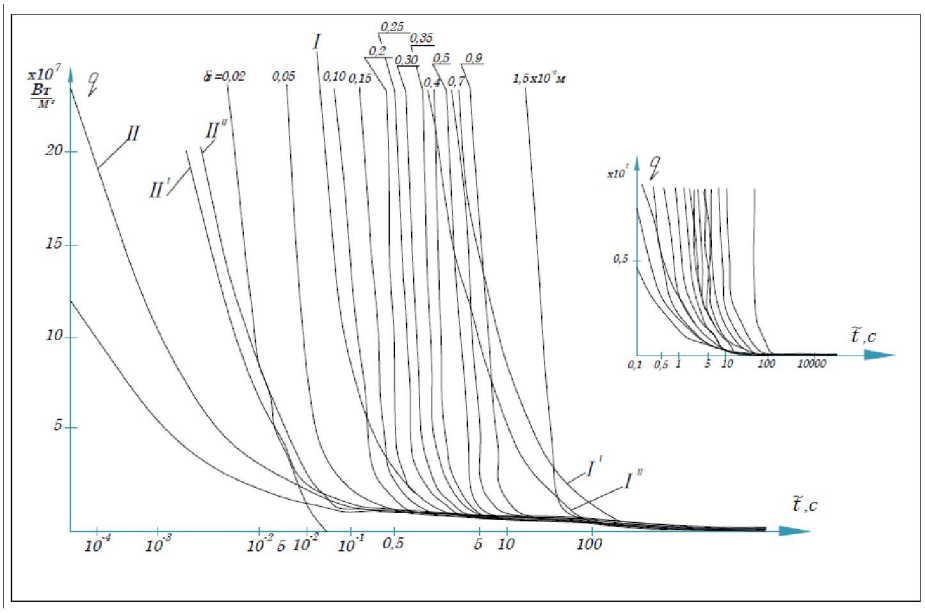

Рисунок 3 – Зависимость тепловых потоков, вызывающих напряжения сжатия пористого гранитного покрытия в зависимости от времени действия для различной толщины отрывающихся частиц:
I – напряжения растяжения, достаточные для разрушения (I', I" – медь и нержавеющая сталь, $\delta_{пл} = 0{,}1\times10^{-3}$ м);
II – кривая оплавления поверхности (II', II" – медь и нержавеющая сталь, $\delta_{пл} = 0{,}1\times10^{-3}$ м)

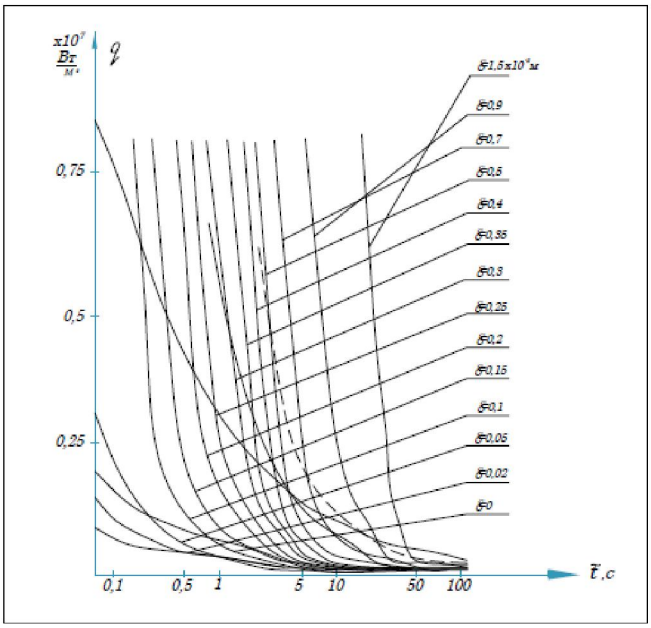

Рисунок 4 – Зависимость $q = f(\tilde{\tau})$, представленная на рисунке 3, дана в диапазоне $q = (0{,}25–0{,}75)10^7$ Вт/м^2

Тепловые потоки подсчитаны для широкого интервала времени τ – (10^{-8} – 10^{3}) с. Интервал времени (10^{-8} – 10^{-3}) с соответствует микропроцессам динамики паровой фазы в ячейках капиллярно-пористых покрытий: от взрывообразного рождения парового зародыша $R_{кр}$ до момента гибели парового пузыря $R_d = R_0$ и соответствующим (сопутствующим) им процессам испарения микрослоя δ в пузырь и развитию «сухого» пятна $R_{сп}$ в основании пузыря. Проводя аналогию с процессами разрушения металла и пористого покрытия, т.е. с макропроцессами, примем протекающими их за время τ (5×10^{-3}–10^{3}) с. Величины удельных тепловых потоков q получаются одного порядка, как и для индивидуальных паровых пузырей (см. рисунки 2–4), что в (10-100) раз может превышать их среднеинтегральные значения (первая аналогия).

На рисунках 2–4 нанесены кривые для парогенерирующих поверхностей нагрева, когда в результате смены режима кипения установился пленочный режим и резко возросла температура поверхности до величины $T_{пл}$ плавления.

Для металлов процесс разрушения кристаллов состоит из стадии зарождения трещин и их развития в области концентраторов напряжений. Высокие внутренние напряжения могут появляться вследствие неоднородного протекания пластической деформации, после чего наступает хрупкое разрушение, аналогичное разрушению хрупких малотеплопроводных капиллярно-пористых покрытий.

Механизм разрушения металлических парогенерирующих поверхностей отличается от механизма разрушения плохотеплопроводных вязких и хрупких капиллярно-пористых покрытий. Несмотря на это, на основе решения уравнения нестационарной теплопроводности при граничных условиях второго рода и физической модели теплообмена видна аналогия в динамике паровых пузырей в ячейках структуры (10^{-8}–10^{-3}) с и в кинетике термического напряжения хрупких пористых покрытий, в том числе в порядке величин тепловых нагрузок, поглощаемых одиночными паровыми пузырями и кластерами хрупких естественных минеральных сред. Далее во времени происходит разрушение (схлопывание) паровых пузырей, достигших отрывных диаметров $2R_{d,\ и}$ полное высыхание клиновидного слоя жидкости δ_0 под пузырями и разрушение пористых покрытий термическими напряжениями сжатия, растяжения и сдвига в зависимости от величины тепловой нагрузки q и времени ее подачи τ.

Третья временная аналогия в процессе теплопередачи заключается в глубине проникновения фронта тепловой волны в металлическую парогенерирующую поверхность $\overline{h}$ и величине отрывающихся частиц $\delta_ч$ при терморазрушении хрупких пористых покрытий (см. рисунок 1, позиция 5 и рисунки 2–4).

Описанные три аналогии процессов теплопередачи позволяют предсказывать и предотвращать возникновение кризиса кипения, предельного состояния (плавления) теплоотдающей поверхности и подбирать оптимальные хрупкие капиллярно-пористые покрытия для исключения их шелушения и плавления.

Расчеты произведены для удельных тепловых потоков, напряжений сжатия и растяжения в зависимости от времени их подачи, толщины пластины (фракции), глубины проникновения температурных возмущений и теплофизических свойств упругой среды.

Результаты расчета подтверждены интегральными измерениями и кинематографически в работах [3-12].

Для пористых структур, работающих в области давлений (0,1–200) бар, покрывающих подложку из меди и нержавеющей стали, величина перегрева жидкости P>0,5, время полного испарения пленки жидкости $\tau<\tau_к$, при котором фронт температурного возмущения, распространяясь в твердом теле, не достигает толщины пластины, т.е. глубина захолаживания $h < \delta_{пл}$, а пластина является полуограниченным телом ($\delta_{пл} \to \infty$), и толщина пластины $\delta_{пл}$ не входит в расчетные зависимости. Наличие пористой структуры способствует большей и более равномерной толщине δ пограничного слоя, меньшей глубине захолаживания h поверхности нагрева и незначительной величине пульсаций температуры в стенке.

Заключение. Предельное состояние теплообменной поверхности с пористым покрытием исследовано с использованием уравнения теплопроводности для граничных условий второго рода. Результаты расчета тепловых потоков, отвечающих плавлению, сжатию и растяжению, позволили провести аналогию процессов теплопередачи в пограничном пористом слое, с соответствующими микропроцессами динамики паровой фазы (от зарождения до гибели парового пузыря) (первая аналогия) до макропроцессов разрушения металлической поверхности теплообмена и пористого плохотеплопроводного хрупкого покрытия, выполненного из естественных минеральных сред (кварц и гранит). Тепловые нагрузки для микропроцессов одиночных пузырей и макропроцессов разрушения покрытий могут быть одного порядка и превышать среднеинтегральные величины в (10÷100) раз (вторая аналогия). Также представлена третья аналогия в процессах теплопередачи, по глубине проникновения фронта тепловой волны в поверхность нагрева, толщине погранслоя и по